

## Usporedba ohlađivanja dugovalnim zračenjem i turbulencijom u planetarnom noćnom graničnom sloju atmosfere

Branko Grisogono\*, Nebojša Subanović\*, i Darko Koračin\*\*

\* Geofizički zavod, Prirodoslovno-matematički fakultet, Zagreb

\*\* Desert Research Institute EEEEC, Reno, Nevada, USA

Primljeno 18. travnja 1988, u konačnom obliku 11. listopada 1988.

Hlađenje zraka u uvjetima vedrih noći i neizraženog strujanja zraka u prvom je redu određeno divergencijom fluksa dugovalnog zračenja. Parametrizacija dugovalnog zračenja izvedena je na temelju emisivnosti i Stefan-Boltzmannovog zakona, pretpostavljajući da je vodena para jedini apsorber zračenja.

Parametrizacija turbulentnog fluksa temperature računata je iz O'Brienovog profila. U kratkom vremenskom koraku vjerojatno je turbulentni efekt mnogo veći od dugovalnog zračenja (njihove divergencije), ali u vrlo stabilnim uvjetima, bez značajne advekcije, tijekom noći ta se hijerarhija mijenja i dugovalno-radijacijski efekt, kao sporodifuzivni proces, dominira u ukupnom ohlađivanju, što je poznato iz ranijih teorija i iz iskustva.

Model je testiran na podacima Wangara eksperimenta. Rezultati se dobro slažu s motrenjima, mjerenjima i numeričkim simulacijama drugih autora.

### The cooling rates comparison between the longwave radiation and turbulence in nocturnal planetary boundary layer

It is shown that the process of the air-cooling is dominated by the divergence of the longwave radiative flux in cases of night-time clear-sky conditions and with weak wind conditions.

The parameterization of the longwave radiative flux divergence is derived according to the emissivity concept and the Stefan-Boltzmann law, assuming that the water vapor is the only absorber of longwave radiation. The parameterization of the turbulent temperature flux divergence has been based on the O'Brien's  $K$ -profile.

In a very short time increment, the effect of the turbulence is probably greater than the radiative effect, but very stable conditions and the absence of significant advection during the night change this hierarchy, and pure longwave radiative effect, like a slow-diffusive process, prevail in the total cooling rate according to the theory and experiments.

The model was tested on the Wangara experiment data. The model results agree well with observations, measurements and numerical simulations made by other authors.

## 1. Uvod

Tekst se na izvjestan način nastavlja na članak Koračina et al. (1989). Polazeći od ranije dokazane i u navedenom članku ponovno pokazane tvrdnje da u vedrom, mirnom i barotropnom noćnom planetarnom graničnom sloju atmosfere dominira dugovalno radijacijsko ohlađivanje, izračunat je profil promjene temperature zbog turbulentnog fluksa senzitivne topline za isti slučaj za koji je proračunato ohlađivanje zbog divergencije fluksa dugovalnog zračenja.

Dijagnosticirani profili odnose se na promjenu temperature u jednoj sekundi te ih ne možemo ekstrapolirati simultano u vremenu, već služe za ocjenu hijerarhije fizikalnih procesa u zadanim uvjetima.

Promatramo li strukturu barotropnog, nedivergentnog planetarnog graničnog sloja, bez značajne supsidencije, advekcije i kompleksnog terena, termodinamička jednadžba (Businger, 1981) prelazi iz oblika:

$$(T/\Theta) [\Theta_{,t} + (U_j \Theta)_{,j} + \langle u' \vartheta' \rangle_{,j}] = K_t (T)_{,j} - [1/(\rho C_p)] F_{,j} \quad (1)$$

u jednadžbu (2) (Grisogono, 1987) koja pokazuje ravnotežu turbulentnog i dugovalno-radijacijskog člana (André i Mahrt, 1982; Garratt i Brost, 1982):

$$\Theta_{,t} = - \langle w' \vartheta' \rangle_{,z} - [1/(\rho C_p)] F_{,z} \quad (2)$$

gdje je:

- $T$  – srednja temperatura zraka
- $\Theta$  – srednja potencijalna temperatura zraka
- $U_j$  – srednja  $j$ -ta komponenta brzine strujanja
- $\rho$  – srednja gustoća zraka
- $u'_j$  – turbulentna fluktuacija  $j$ -te komponente brzine strujanja
- $\vartheta'$  – turbulentna fluktuacija potencijalne temperature zraka
- $K_t$  – termička difuzivnost zraka
- $C_p$  – specifična toplina zraka pri konstantnom tlaku ( $1005 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ )
- $F$  – dugovalni neto fluks zračenja,  $F = F\uparrow - F\downarrow$
- $\langle w' \vartheta' \rangle$  – vertikalni turbulentni fluks potencijalne temperature, osrednjen u vremenu (u jednadžbi parcijalno deriviran po  $z$  varijabli, predstavlja divergenciju te veličine).

Danas još ne postoji jednostavan način parametrizacije radijacijske i turbulentne razmjene topline.

## 2. Parametrizacija fluksova

Prikazat ćemo parametrizaciju fluksova dugovalnog zračenja i turbulentne senzitivne topline. Prva je provedena na osnovi koncepta emisivnosti i bit će ovdje tek ukratko prikazana (detaljnije u Koračin i suradnici, 1989; Pielke, 1984; Grisogono, 1987). Druga se temelji na standardnim metodama dimenzionalne analize, teorije sličnosti i  $K$ -teorije.

### 2.1. Dugovalno zračenje

Apsorpcija dugovalnog zračenja odvija se na optičkom putu koji je proporcionalan vertikalnoj koordinati i općenito je komplicirana funkcija, ovisna o valnoj duljini zračenja i vrsti apsorbira. Proračun je proveden uz pretpostavku da je vodena para jedini apsorbir (po važnosti dalje bi slijedili CO<sub>2</sub>, O<sub>3</sub>, interaktivni članovi, ...), a prema relacijama Bodina (1978), Garratta i Brosta (1982) vrijedi:

$$u(z_2, z_1) = \int_{z_1}^{z_2} \rho q (p/p_0)^{\kappa} dz, \quad (3)$$

gdje navedene veličine znače:

- $q$  – omjer miješanja
- $p$  – stvarni tlak zraka
- $p_0$  – korekcijski tlak (1000 mb)
- $\kappa$  – korekcijski faktor, izveden uz zadani  $p_0$  (računato sa 0.9)
- $u$  – optički put (kg/m<sup>2</sup>).

Optički put je "osnovna" varijabla u funkciji emisivnosti do koje se općenito dolazi eksperimentalnim putem ("slabije" ovisi i o temperaturi). Koristimo se tzv. pojansom funkcijom emisivnosti (za pojedini interval optičkog puta na kojem djeluje navedeni apsorbir vrijedi određena relacija, i obrnuto, a integralna verzija jest neprekidna i monotona funkcija pa se može lako analitički derivirati) prema Bodinu (1978) i Pielkeu (1984):

$$E(u) = \begin{cases} 0.113 \log(1 + 12.6 u), & \log(u) \leq -4 \\ 0.104 \log(u) + 0.440, & -4 < \log(u) \leq -3 \\ 0.121 \log(u) + 0.491, & -3 < \log(u) \leq -1.5 \\ 0.146 \log(u) + 0.527, & -1.5 < \log(u) \leq -1.0 \\ 0.161 \log(u) + 0.542, & -1.0 < \log(u) \leq 0.0 \\ 0.136 \log(u) + 0.542, & \log(u) > 0.0 \end{cases} \quad (4)$$

Posebno se promatra doprinos gornjih slojeva zraka, a posebno donjih slojeva promjeni temperature zbog divergencije fluksa dugovalnog zračenja na promatranoj razini. Odvojeno se računaju optički putovi odozdo i odozgo, emisivnosti odozdo i odozgo, njihove derivacije po pripadnim optičkih putovima i direktno, divergencije fluksova dugovalnog zračenja odozdo i odozgo za svaku razinu.

Radi minimalizacije broja varijabli bitnih za simulaciju razvoja noćnog graničnog sloja, držimo sve veličine iznad vrha modela (2000 m) konstantnim. Direktnim računom divergencije fluksova izbjegavamo nespretnu procjenu temperature i vlažnosti iznad vrha modela. Garratt i Brost (1982) za to su se koristili klimatološkim podacima do 15 km visine!

Kao donji rubni uvjet trebalo bi rješavati jednadžbu bilance energije tla (Ertel, 1940; Bodin, 1978; Gross, 1986). To je učinjeno samo u proračunu osnovnih parametara turbulentnog prizemnog sloja radi ekstrapolacije ulaznih podataka pri dnu modela, a nije za proračun promjene temperature. Posredno je pokazano brojnim simulacijama uz veliko variranje emisivnosti tla ( $0.60 \leq E_0 \leq 1.00$ ; nije prikazano u rezultatima ovog

rada) da je to bitno na dnu modela (isto su dobili André i Mahrt, 1982), pa ako apstrahiramo dobivene rezultate kraj donjeg ruba, dobit ćemo zadovoljavajuće profile unutar ostalog dijela graničnog sloja.

Konačan izraz za promjenu potencijalne temperature  $\Theta$  zbog divergencije fluksa dugovalnog zračenja postupno je izveden u: Grisogono (1987), a do prikazane forme (5) najlakše se dolazi pomoću Pielkeovih izraza (1984; str. 198-199), uz zamjenu varijabli  $z \rightarrow u$  i uz uvođenje emisivnosti tla:

$$(\Theta, \epsilon)_{\text{rad}} = - (q/C_p) (p/p_0)^{0.9} [(1 - E_0) E_{,u} \sigma T_0^4 + \int_0^u E (u - \hat{u})_{,u} (\sigma \hat{T}_{,\hat{u}}^4) d\hat{u} - \int_{u_T}^u E (\hat{u} - u)_{,u} (\sigma \hat{T}_{,\hat{u}}^4) d\hat{u}] . \quad (5)$$

Veličine ( $\hat{\quad}$ ) znače integracijske (zamišljene) varijable. Faktor koji množi uglatu zagradu zadan je razinom na kojoj računamo promjenu temperature (tlak) i omjer miješanja na toj visini) zbog divergencije dugovalnog zračenja. Prvi član desne strane u uglatoj zagradi je utjecaj tla, drugi prikazuje doprinos donjih slojeva (od tla do promatrane razine), a treći je utjecaj gornjih slojeva (od vrha modela do promatrane razine).

## 2.2. Turbulencija

Parametrizacija turbulentne promjene temperature (pomnožena sa  $\rho C_p$  daje turbulentnu promjenu senzitivne topline) izvršena je na temelju O'Brienovog profila za koeficijente turbulentne razmjene (O'Brien, 1979).  $K$  prikazuje funkciju visine, polinom III. stupnja, određen na dvije razine. Te dvije visine su izabrane kao procjene za vrh prizemnog (površinskog) sloja  $z_b$  i visine vrha sloja miješanja  $z_a$ .  $K$  na vrhu prizemnog sloja  $z_b$  glasi:

$$K_{z_b} = (k u_* z_b) / \Phi_h(z_b/L) \quad (6)$$

(oznake će biti objašnjene uz iduću jednadžbu). Prema (6) računa se  $K$  u cijelom prizemnom sloju uz uvrštavanje odgovarajuće visine  $z$  ( $z \leq z_b$ ). Uvedemo li oznake:

$$K_b \equiv K_{z_b}$$

$$K_a \equiv K_{z_a} \quad (\text{specificira se kao vrlo mala veličina, često } 0.1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}, \text{ u našem slučaju to će biti vrijednost } K_a = 0.0)$$

$$K'_b \equiv (K_{,z})_{z_b}$$

$$z_b \approx L \quad (\text{ne vrijedi općenito - problematična pretpostavka}),$$

onda funkcija  $K$  prema O'Brienu glasi:

$$K = K_a + [(z - z_a)/(z_a - z_b)]^2 \{K_b - K_a + (z - z_b)[K'_b + 2(K_b - K_a)/(z_a - z_b)]\} \quad (7)$$

gdje je:

$k$  - von Kàrmànova konstanta (0.36)

$u_*$  - brzina trenja

$\Phi_h$  – univerzalna bezdimenzionalna funkcija za toplinu (Businger i suradnici, 1971; Paulson, 1970)

$L$  – Monin-Obukhova duljina

$z_a = du_* f$ ,  $d$  – eksperimentalni parametar,  $f$  – Coriolisov parametar.  $z_a$  je visina graničnog sloja (tipično za neutralni slučaj), ali se s uspjehom koristi i u stabilnom sloju).

Sad turbulentnu promjenu temperature prikazujemo ovako:

$$(\Theta, t)_{\text{turb}} = [K(z)\Theta, z]_{,z} \quad (8)$$

To je, uz zadani profil  $K(z)$ , linearna parcijalna diferencijalna jednačba II. reda s varijabilnim koeficijentima koju ćemo riješiti numerički za korak  $\Delta t = 1$  s (kao i jednačbu za  $(\Theta, t)_{\text{rad}}$ ). Korektniji račun razvoja atmosferskog graničnog sloja zahtijevao bi iterativni postupak proračuna  $K(z)$  i  $\Theta(z)$ . Kompletan postupak trebao bi uključiti zatvaranje većeg sistema jednačbi jednačbom turbulentne energije (Mellor i Yamada, 1974; Yamada i Mellor, 1975; André i suradnici, 1978; Bodin, 1978, str. 16-22; Businger, 1981, str. 30-37).

### 3. Opis modela

Pored danas već brojnih trodimenzionalnih modela atmosferskog planetarnog graničnog sloja (od Deardorffovog, 1974. nadalje) još uvijek nisu napušteni numerički eksperimenti s jednodimenzionalnim modelima – ponajprije zbog njihove ekonomičnosti, jednostavnosti i skromnije kompjutorske podrške. Brown i Atwater (1973) proučavali su jednačbu radijacijskog ohlađivanja i različite numeričke sheme za njihovo rješavanje. Svojom shemom uspjeli su filtrirati izvjesne kratke valove (pri dnu i, eventualno, na vrhu modela, ovisno o distribuciji najjačih gradijenata) koji su posljedica nelinearnih efekata u numeričkim shemama drugih autora, a njihovi rezultati zadržavaju osnovnu prirodu vremenskog razvoja vertikalnog temperaturnog profila  $T(t, z)$  kao sporodifuzivnog procesa, što je u skladu s linearnim teorijama.

Provedena je diskretizacija potrebnih izraza u transformiranoj vertikalnoj koordinati  $\zeta$  (identično kao Koračin i suradnici, 1989, poglavlje 5) koja je preuzeta od Bodina (1978) i ima linearno-logaritamsku ovisnost o visini  $z$ , pa se u necentralnim razlikama (u odnosu na os  $z$ ) računaju sve veličine. Nova vertikalna koordinata prikazana je izrazom:

$$\zeta = a[k^{-1} \ln(z/z_0) + (z - z_0)/\lambda] + 1, \quad (9)$$

gdje je:

$\lambda$  – vezan uz visinu neutralnog graničnog sloja; obično se uzima vrijednost  $2.7 \cdot 10^{-4} \|v_g\| \cdot f^{-1}$ ,  $v_g$  je geostrofički vjetar; u našem slučaju  $\lambda \approx 28$

$a$  – dobije se iz visine modela (2000 m) i broja točaka u novoj vertikalnoj koordinati  $\zeta$  (35) te prirasta  $\Delta\zeta = 1$ ;  $a \approx 0.32$ .

Izrazi za Monin-Obukhovu duljinu, koeficijent u površinskom sloju i njegovu derivaciju po visini glase:

$$L = (\Theta_0 u_*^3)/(k g Q_0) \quad (10)$$

$$K = (k u_* z_b)/(0.74 + 0.47 z_b/L) \quad (11)$$

$$K' = (0.74 k u_*) / (0.74 + 0.47 z_b/L)^2 \quad (12)$$

gdje je:

$\Theta_0$  - prizemna potencijalna temperatura

$g$  - ubrzanje sile teže ( $9.81 \text{ ms}^{-2}$ )

$Q_0$  - površinski turbulentni fluks temperature

$(0.74 + 0.47 z/L) = \Phi_h$  - univerzalna bezdimenzionalna funkcija za senzitivnu toplinu u stabilnom prizemnom sloju.

*Napomena:* Uvijek je problematičan odnos  $z_b/L$  u jako stabilnom prizemnom sloju - u pitanju je i primjena teorije sličnosti; u našem slučaju pretpostavljamo  $z_b \approx L$ . Opširnije o toj pretpostavci, koju primjenjujemo samo za testirani slučaj, vidi u André i suradnici (1978) i Bodin (1978).

Slijedi prijelaz na diskretne vrijednosti za  $(\Theta_i)_\text{rad}$ ,  $(\Theta_i)_\text{turb}$  i  $K_i$ . Dakle:

$$\begin{aligned} (\Delta\Theta_i / \Delta t)_\text{rad} = & - (q_i / C_p) (p_i / 1000)^{0.9} [(1 - E_0) \sigma T_0^4 (dE(u_i) / du_i) + \\ & + 4\sigma \sum_{j=i}^i (dE(u_i - u_{j-1/2}) / du_i) T_{j-1/2}^3 (T_j - T_{j-1}) + \\ & + 4\sigma \sum_{j=i}^{n-1} (dE(u_{j+1/2} - u_i) / du_i) T_{j+1/2}^3 (T_{j+1} - T_j)], \end{aligned} \quad (13)$$

gdje je:

$n = 35$ , broj glavnih točaka računске mreže

$(dE/du)$  - promjena emisivnosti po intervalima optičkih putova koji su određeni indeksima  $i, j$ , a smjer integracije vidi se iz prirasta temperature.

Nadalje:

$$\begin{aligned} (\Delta\Theta_i / \Delta t)_\text{turb} = & \\ = & K_i [(\zeta_{z,i}) (\Theta_{i+1/2} - \Theta_{i-1/2}) + (\zeta_{z,i})^2 (\Theta_{i+1/2} - \Theta_{i-1/2} - 2\Theta_i)] + \\ & + [(\zeta_{z,i})^2 (K_{i+1/2} - K_{i-1/2}) (\Theta_{i+1/2} - \Theta_{i-1/2})], \end{aligned} \quad (14)$$

dok se pojedini  $K_i$  računaju u diskretnim točkama ovako:

$$\begin{aligned} K_i = & K_a + [(z_i - z_a) / (z_a - z_b)]^2 \{K_b - K_a + \\ & + (z_i - z_b) [K_b + 2(K_b - K_a) / (z_a - z_b)]\}, \end{aligned}$$

gdje je:

$z_i$  - pojedina diskretna visina na kojoj računamo tražene veličine, a sve ostale oznake jednoznačno slijede iz prethodnog izlaganja.

Na kraju opisa modela pogledajmo shematski prikaz rada modela, koji je prikazan na slici 1, gdje je:

$\kappa$  - eksponent u izrazu (7) za optički put (računato sa  $\kappa = 0.9$ )

$\sigma = 5.72 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$

$n$  - broj glavnih točaka u modelu ( $n = 35$ )

$R = 287 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2} \text{ K}^{-1}$ , plinska konstanta za suhi zrak

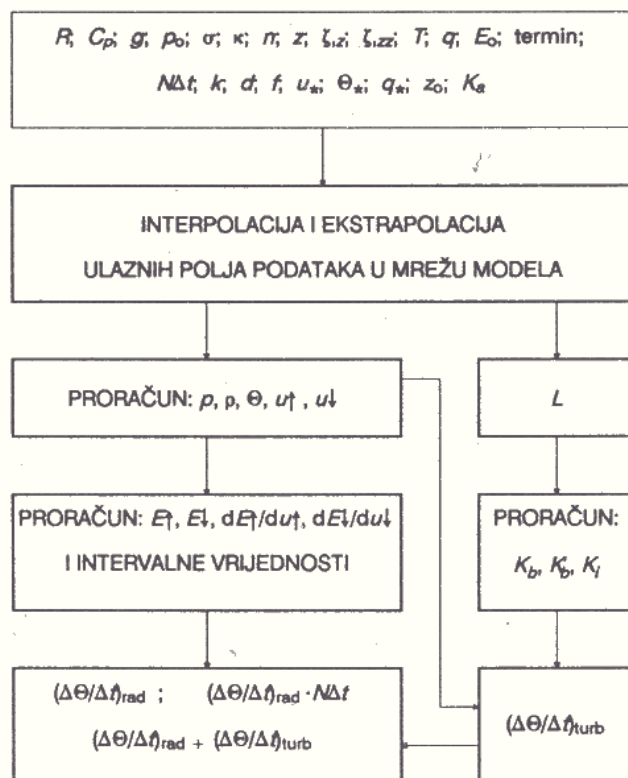
$f = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ , iznos Coriolisovog parametra

$E_0$  - emisivnost tla (prikazani rezultati dobiveni uz vrijednost 0.965)

$N\Delta t$  - ekstrapolacija u vremenu

$d$  - koeficijent proporcionalnosti u izrazu za visinu stabilnog sloja  $z_a$  (računato s vrijednošću 0.28, kojom se koriste mnogi autori, između ostalih i Berkowicz i Koračin, privatna korespondencija)

$\uparrow, \downarrow$  - prema gore i prema dolje računate vrijednosti obzirom na referentnu razinu.



Slika 1. Shematski prikaz rada modela.

Figure 1. Scheme of the model operation.

#### 4. Ulazni podaci i rezultati modela

Model je testiran podacima Wangara–eksperimenta (Clarke i suradnici, 1971) koji je proveden u blizini grada Hay ( $43^{\circ} 30' S$ ,  $144^{\circ} 56' E$ ) u ljetu 1967. za isti termin (00:19 istočnog australskog vremena) kao i u radu Koračina i suradnika (1989); preporučujemo da se u tom radu pogledaju detalji o ulaznim podacima (poglavlje 4), inicijalizaciji (poglavlje 6) i o rezultatima modela (poglavlje 7). Tamo su, između ostalog, prikazani optički putovi, emisivnosti, iznos radijacijskog ohlađivanja ekstrapoliran za jedan sat i usporedba s rezultatima Andréa i Mahrta (1982).

Za konkretnu situaciju ("Wangara, noć 33-34") vrijedilo je pored već danih vrijednosti hrapavost:  $z_0 = 1.2 \pm 0.1 \text{ mm}$ ,  $Q_0 = 0.01 \text{ Kms}^{-1}$  (površinski temperaturni fluks),  $u_* = 0.05 \text{ ms}^{-1}$ .

Prikazani su: temperaturni profili i omjer miješanja po visini (tablica 1 i slika 2) te promjena temperature po visini noćnog atmosferskog graničnog sloja u jednoj sekundi (odgovara promjeni inicijalnog polja u sekundi) zbog radijacijskog i turbulentnog efekta (slika 3).

Tablica 1. Prikaz nove visine (BR), stvarne visine, temperature u °C i K, te omjera miješanja.

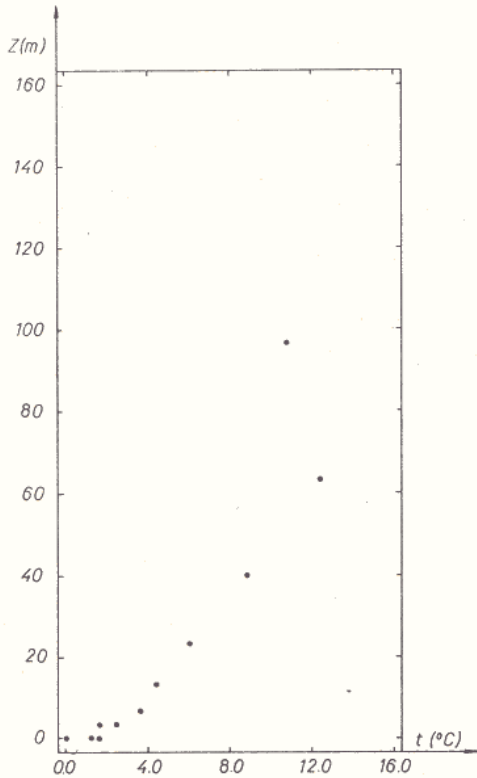
Table 1. Display of the new height (BR), the real height, temperature in °C and K and the mixing ratio.

BR	Visina (m)	Temp. (°C)	Temp. (K)	Omjer miješanja 10 <sup>-2</sup> (kg/kg)	BR	Visina (m)	Temp. (°C)	Temp. (K)	Omjer miješanja 10 <sup>-2</sup> (kg/kg)
01	0.00	0.8	274.0	0.32	35	462.25	9.7	282.9	0.37
02	0.07	1.0	274.2	0.31	36	500.99	9.4	282.6	0.36
03	0.17	1.1	274.3	0.31	37	540.51	9.0	282.2	0.35
04	0.30	1.1	274.3	0.31	38	580.75	8.6	281.8	0.35
05	0.48	1.2	274.4	0.30	39	621.65	8.1	281.3	0.35
06	0.72	1.3	274.5	0.30	40	663.14	7.5	280.7	0.34
07	1.05	1.4	274.6	0.30	41	705.18	7.0	280.2	0.34
08	1.50	1.6	274.8	0.30	42	747.73	6.5	279.7	0.44
09	2.10	1.7	274.9	0.31	43	790.73	6.1	279.3	0.33
10	2.92	2.0	275.2	0.31	44	834.17	5.7	278.9	0.33
11	4.01	2.3	275.5	0.30	45	878.00	5.3	278.5	0.33
12	5.47	2.9	276.1	0.32	46	922.20	4.9	278.1	0.33
13	7.43	3.4	276.6	0.36	47	966.74	4.5	277.7	0.33
14	9.95	3.8	277.0	0.36	48	1011.59	4.1	277.3	0.33
15	13.48	4.4	277.6	0.40	49	1056.73	3.7	276.9	0.33
16	17.90	5.1	278.3	0.40	50	1097.50	3.3	276.5	0.32
17	23.57	6.0	279.2	0.44	51	1146.13	2.9	276.1	0.32
18	30.76	7.1	280.3	0.44	52	1193.74	2.5	275.7	0.31
19	39.72	8.6	281.8	0.48	53	1239.89	2.2	275.4	0.29
20	50.58	10.3	283.5	0.46	54	1286.25	2.0	275.2	0.26
21	63.83	12.4	285.6	0.53	55	1332.81	1.8	275.0	0.22
22	79.30	10.2	283.4	0.48	56	1379.54	1.8	275.0	0.17
23	97.16	10.9	284.1	0.49	57	1426.45	1.8	275.0	0.13
24	117.71	11.3	284.5	0.48	58	1473.52	1.8	275.0	0.11
25	140.12	11.3	284.5	0.46	59	1520.74	1.8	275.0	0.09
26	164.76	11.3	284.5	0.44	60	1568.11	1.8	275.0	0.08
27	191.51	11.2	284.4	0.44	61	1615.63	1.6	274.8	0.07
28	220.29	11.1	284.3	0.43	62	1663.27	1.2	274.4	0.07
29	251.01	11.0	284.2	0.42	63	1711.05	0.9	274.1	0.07
30	283.20	10.9	284.1	0.41	64	1758.94	0.7	273.9	0.07
31	316.75	10.7	283.9	0.40	65	1806.95	0.5	273.7	0.07
32	351.52	10.5	283.7	0.39	66	1855.07	0.3	273.5	0.07
33	387.43	10.3	283.5	0.38	67	1903.30	0.1	273.3	0.07
34	424.37	10.0	283.2	0.38	68	1951.62	-0.1	273.1	0.07
					69	2000.00	-0.3	272.9	0.06

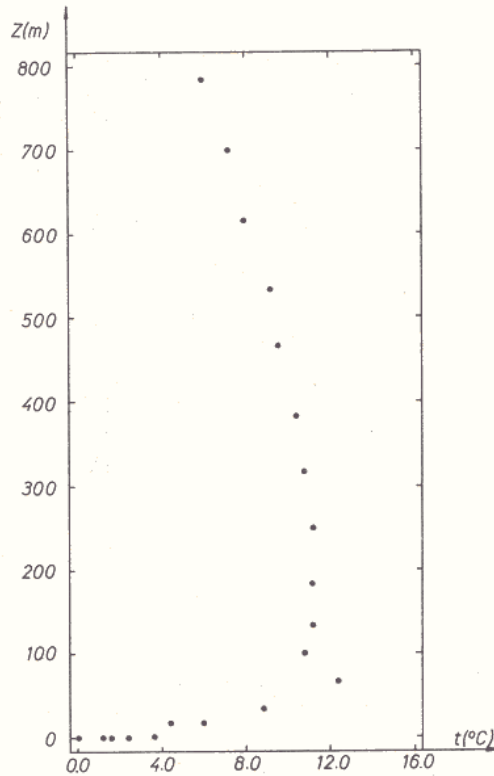
Osnovno što se uočava jest kratak atenuirajući val promjene temperature, velike amplitude, pri samom dnu modela, no već smo rekli da se nećemo baviti rezultatima na dnu modela zbog nerješavanja jednadžbi bilance energije tla, čiji utjecaj slabi, poput tog vala, s porastom visine (posredno je to ispitano simulacijama uz različite emisivnosti tla i uočavanjem rezultata Andréa i Mahrta, 1982, koji su prikazali nekoliko profila ohlađivanja u istoj situaciji, uz različite emisivnosti tla - osnovno je da se svi rezultati bitno razlikuju samo pri tlu, a onda postaju vrlo slični na visini od dvadesetak do četrdeset-



tak metara). Vjerojatno i nesavršenost numeričke sheme daje svoj doprinos nelogičnim rezultatima pri dnu modela. Također ne smijemo zaboraviti nesavršenost parametrizacije turbulencije.



Slika 2a. Početna temperatura ( $^{\circ}\text{C}$ ) i visina (m).  
Figure 2a. Initial temperature ( $^{\circ}\text{C}$ ) and height (m).

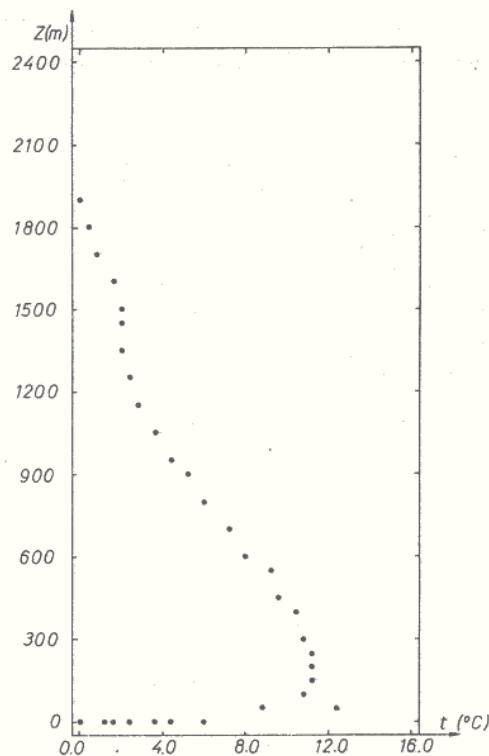


Slika 2b. Početna temperatura ( $^{\circ}\text{C}$ ) i visina (m).  
Figure 2b. Initial temperature ( $^{\circ}\text{C}$ ) and height (m).

Zatim, uočavamo da je kroz promatranu sekundu višestruko jače djelovanje zračenja, što općenito možda i ne bismo očekivali jer se zna da u promatranim situacijama (mirna i vedra noć) na ukupnu promjenu temperature presudno utječe dugovalno zračenje (Kondratyev, 1972; Garratt i Brost, 1982; André i Mahrt, 1982).

Turbulencija i dugovalno zračenje djelovali su u istom smislu u području do vrha prve inverzije (60 m) - postupna destabilizacija (naravno slaba) sloja, poput brzodifuzivnog (turbulencija) i sporodifuzivnog (radijacija) procesa. Treba imati na umu da turbulencija jako slabi u blizini stabilnih, inverzijskih slojeva, dok zračenje jača (takvo područje ima drukčiju temperaturu nego okolina), neovisno o predznaku zakrivljenosti vertikalnog temperaturnog profila. Zbog velike jednostavnosti modela, ne može se ništa reći o međudjelovanju navedenih procesa.

Iznad te inverzije turbulentni utjecaji postupno slabe (maksimum O'Brienovog  $K(z)$  je na 1/3 visine graničnog sloja i on je *nedovoljno korektan* za opis tako stabilne



Slika 2c. Početna temperatura ( $^{\circ}\text{C}$ ) i visina (m).  
 Figure 2c. Initial temperature ( $^{\circ}\text{C}$ ) and height (m).

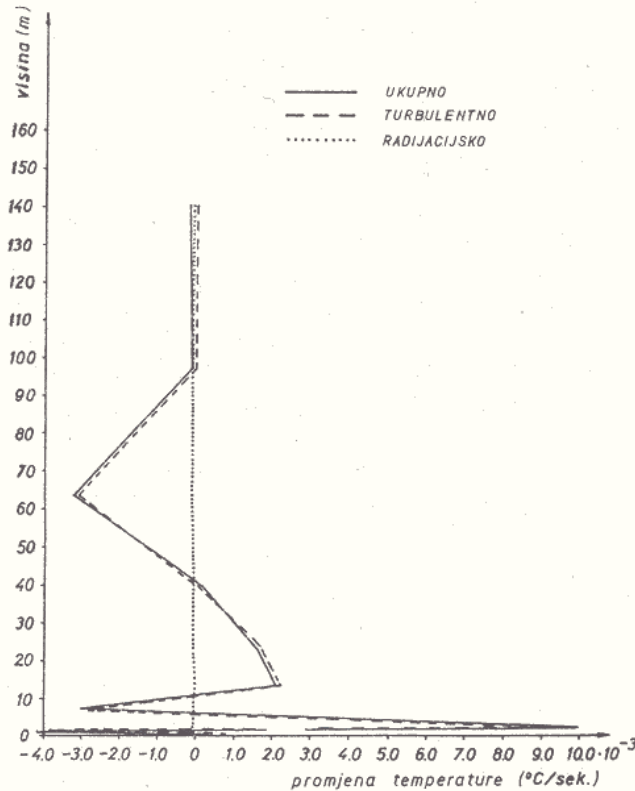
strukture graničnog sloja) i nestaju na vrhu graničnog sloja zbog izbora  $K(z)$ . Tu već možemo reći da jača utjecaj geostrofičkog vjetra na ohlađivanje (Estournel i Guedalia, 1985), uz daljnji efekt dugovalnog zračenja, koji je u primijenjenom modelu ovdje nešto manji, zbog nevažavanja i drugih apsorbira zračenja, a omjer miješanja nakon svog maksimuma na vrhu prve inverzije monotono opada, time i optički put, emisivnost, a onda i proračunata radijacijska promjena temperature zbog apsorpcije i emisije zračenja vodenom parom.

### 5. Zaključne napomene

U radu je upotrijebljen model Koračina i suradnika (1989), utemeljen na promjeni emisivnosti s visinom, radi proračuna temperature u vedrim i mirnim noćima, kada je dominantan proces divergencije fluksa dugovalnog zračenja. Inicijalna promjena temperature tako izračunata uspoređena je s inicijalnom promjenom temperature zbog divergencije turbulentnog fluksa senzitivne topline, izračunate ovdje opisanom metodom. Dio prizemnog sloja uz tlo nije korektno riješen zbog neračunanja jednadžbe bilance energije tla i nedovoljno korektnog parametriziranja turbulencije. Kako znamo da je u danim uvjetima osnovno dugovalnoradijacijsko ohlađivanje tokom noći, a u jednoj

sekundi smo dobili dominantnu promjenu temperature zbog turbulencije, zaključujemo da je u ovakvim situacijama turbulencija bitna samo u relativno kratkom periodu, prvenstveno zbog velike stabilnosti graničnog sloja. Tada je i turbulentna energija koncentrirana na većim valnim brojevima, odnosno u vrtlozima malih dimenzija (Richardsonov broj je tada velik:  $Ri = (g/\Theta) (\Theta_{,z}) (U_{,z})^{-2}$ , zbog pozitivnog i velikog brojnika i malog nazivnika), čije je individualno trajanje kratko pa se njihovi prijenosi karakterističnih veličina (toplina, ...) tokom duljeg perioda (jedan sat, cijela noć) slabo razvijaju i nisu dominantni u ukupnom ohlađivanju.

Zato i prevladava divergencija fluksa dugovalnog zračenja u ukupnom noćnom ohlađivanju, u navedenim uvjetima, kao sporodifuzivni proces koji ima "akumulirajuću" karakteristiku (progresira tokom noći), iako separativno, tokom vrlo kratkih perioda, taj je efekt mnogo slabiji od turbulentnog, nazovimo ga brzodifuzivnog, procesa.



Slika 3. Promjena temperature (°C/s) i visina (m).  
Figure 3. Temperature change (°C/s) and height (m).

## 6. Literatura

André, J.C., G. De Moor, P. Lacarrère, G. Therry and R. Du Vachat (1978): Modeling the 24 hour evolution of the mean and turbulent structures of the planetary boundary layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 35, 1861-1883.

- André, J.C. and L. Mahrt (1982): The nocturnal surface layer inversion and influence of clear-air radiative cooling. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **9**, 864-878.
- Berkowicz and D. Koračin (1987): The height of the boundary layer – neutral and stable cases. Privatna korespondencija.
- Bodin, S. (1978): Applied Numerical Modeling of the Atmospheric Boundary Layer, SMHI Rapport, Undervisning Nr RU 15, 151 pp.
- Brown, P.S.J. and M.A. Atwater (1973): An analysis of numerical solution of Schwarzschild's equation. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **0**, 1449-1452.
- Businger, J.A., J.C. Wyngaard, Y. Izumi and E.F. Bradley (1971): Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **28**, 181-189.
- Businger, J.A. (1981): Equations and Concepts (A Short Course on Atmospheric Turbulence and Air Pollution Modelling). Lecture Notes on Atmospheric Turbulence and Air Pollution, 38 pp.
- Clarke, R.H., A.J. Dyer, R.R. Brook, D.G. Reid and A. Troup (1971): The Wangara Experiment: Boundary layer data. Technical Papers 19., D. Meteor. Physics, CSIRO, Melbourne, Australia, 363 pp.
- Deardorff, J.W. (1974): Three-dimensional numerical study of the height and mean structure of a heated planetary boundary layer. *Boundary Layer Meteorology*, **7**, 81-106.
- Ertel, H. (1940): Elemente der Operatorenrechnung mit geophysikalischen Anwendungen. Berlin, Verlag von Julius Springer, 133 pp.
- Estournel, C.M. and D. Guedalia (1985): Influence of geostrophic wind on atmospheric nocturnal cooling. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **42**, 2695-2698.
- Garratt, J.R. and R.A. Brost (1982): Radiative cooling effects within and above the nocturnal boundary layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **38**, 2730-2746.
- Gross, G. (1986): A numerical study of the land and sea breeze including cloud formation. *Contributions to Atmospheric Physics*, **59**, 97-114.
- Grisogono, B. (1987): Modeliranje dugovalne radijacije u planetarnom noćnom graničnom sloju atmosfere. Magistarska radnja, Geofizički zavod Prirodoslovnomatematickog fakulteta Sveučilišta u Zagrebu, 89 str.
- Houghton, J.T. (1977): *The Physics of Atmospheres*. Cambridge University Press, 134-145.
- Kondratyev, K.Y. (1972): *Radiation Processes in the Atmosphere*. Geneva, WMO No 309, 214 pp.
- Koračin, D., B. Grisogono, and N. Subanović (1989): A model of radiative heat transfer effects in the atmospheric boundary layer. *Geofizika*, **6**.
- Mellor, G.L. and T. Yamada (1974): A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **31**, 1791-1806.
- O'Brien, J.J. (1970): A note on the structure of the eddy exchange coefficient in the planetary boundary layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **27**, 1213-1215.
- Paulson, C.A. (1970): The mathematical representation of wind speed and temperature profiles in the unstable atmospheric surface layer. *Journal of the Applied Meteorology*, **9**, 857-861.
- Pielke, R.A. (1984): *Mesoscale Meteorological Modeling*. Academic Press, 612 pp.

Yamada, T and G.L. Mellor (1975): A simulation of the Wangara atmospheric boundary layer data. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 32, 2309-2329.